

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ РАДИАЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЛАЗЕРНОЙ МОДЫ С ПОМОЩЬЮ КОНИЧЕСКОГО И БИНАРНОГО МИКРОАКСИКОНОВ

В.В. Котляр¹, С.С. Стафеев²

¹ Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,

² Самарский государственный аэрокосмический университет

Аннотация

С помощью моделирования на основе радиального разностного метода решения уравнений Максвелла, ранее адаптированного авторами для радиальной поляризации, показано, что при освещении стеклянного конического микроаксикона с радиусом основания 7 мкм и высотой 6 мкм кольцевой лазерной R-TEM₀₁ модой с радиальной поляризацией и длиной волны $\lambda = 1$ мкм в непосредственной близости от вершины конуса на расстоянии 20 нм формируется острый фокус, поперечный диаметр которого по полуспаду интенсивности равен $0,30\lambda$, а продольный (осевой) размер фокуса по полуспаду интенсивности равен $0,12\lambda$. При этом площадь фокусного пятна по полуспаду интенсивности равна $0,071\lambda^2$. Для сравнения отметим, что полученное фокусное пятно имеет диаметр в 1,7 раз меньший, чем диаметр минимального дифракционного пятна Эйри ($0,51\lambda$), а площадь в 2,87 раз меньше, чем площадь пятна Эйри ($0,204\lambda^2$).

Ключевые слова: радиальный FDTD метод, острая фокусировка света, радиально поляризованная мода R-TEM₀₁, минимальная площадь фокального пятна, конический микроаксикон, бинарный аксикон.

1. Введение

1.1. Минимальное фокусное пятно в однородной среде

Сфокусировать электромагнитное поле в свободном пространстве в области, удаленной (больше чем на длину волны) от объектов, нельзя в объеме меньший дифракционного предела, который задается в общем случае соотношением неопределенности [1]:

$$k_x d \geq 2\pi, \quad (1)$$

где d - диаметр фокусного пятна, k_x - проекция волнового вектора на ось, перпендикулярную оптической оси (ось распространения пучка z). Так как максимальное значение k_x равно $k_0 = 2\pi/\lambda$ (волновое число), λ - длина волны, то вместо (1) можно записать:

$$d \geq \lambda. \quad (2)$$

Соотношение неопределенности (1) или дифракционный предел (2) записывается в разных формах, в зависимости от определения величины диаметра пучка света d . Например, в [2] соотношение неопределенности (1) приведено в другой форме:

$$\Delta x \geq \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (3)$$

где Δx - минимальная ширина (диаметр) фокусного пятна. Конечно в (1)-(3) под λ понимается длина волны в вакууме. Если фокусировать свет в однородном диэлектрике, то вместо λ в (1)-(3) надо использовать λ/n , где n - показатель преломления вещества. Неравенство (2) также следует из уравнения для дифракционной решетки:

$$d \sin \theta = \lambda, \quad (4)$$

где d - период дифракционной решетки, θ - угол дифракции лучей в первый порядок. Если рассматривать, следуя Аббе, объект как совокупность дифрак-

ционных решеток, то лучи, чтобы попасть в апертуру изображающего объектива, должны распространяться к оптической оси под углами меньшими 90 градусов. Поэтому из (1) следует условие (2), которое означает, что дифракционные решетки (или детали объекта) с периодом меньшим длины волны не попадут в объектив и не будут разрешаться в изображении. Поэтому условие (2) не только ограничивает минимальный диаметр фокусного пятна, но и минимальное разрешение любым объективом.

1.2. Определения терминов, используемых в статье

- R-FDTD - radial finite-difference time-domain - радиальный конечно-разностный метод во временной области
- TEM - transverse electromagnetic - поперечная электромагнитная волна
- R-TEM - поперечная электромагнитная волна с радиальной поляризацией
- FWHM - full width at half maximum - полный поперечный размер максимального светового пятна по полуспаду интенсивности
- HMA - half-of-maximum area - площадь фокального светового пятна по полуспаду интенсивности
- NA - numerical aperture - числовая апертура

1.3. Минимальное фокусное пятно вблизи поверхности

Все, что было сказано выше, не имеет места, если фокусировать свет вблизи поверхностей раздела сред или изображать (наблюдать) объект в ближней зоне дифракции, там, где присутствуют поверхностные (неоднородные, исчезающие, evanescent) волны. В [3] было предложено формировать идеальное изображение источника в ближней зоне с помощью среды с отрицательным показателем преломления (суперлинзы, $n < 0$). В [4,5] было промоделировано и экспериментально реализовано сверхразрешающее изображение с помо-

стью суперлинзы в ближней зоне. В качестве суперлинзы использовался тонкий слой серебра толщиной 50 нм. Эксперимент состоял в получении сверхразрешающего изображения в слое резиста амплитудной дифракционной решетки с периодом 145 нм в ближней зоне с помощью тонкой пленки серебра. Этот эксперимент почти повторяет операции, которые выполняют при контактной фотолитографии. После освещения ультрафиолетом с длиной волны 365 нм трехслойной структуры (амплитудная решетка + пленка серебра + резист) и после проявления, в слое резиста «записалась» и была восстановлена с помощью преобразования Фурье решетка с периодом 170 нм. Это в 1,43 раза меньше, чем дифракционный предел для этой среды: $\lambda/n=365\text{нм}/1,5=243\text{нм}$. Похожий эксперимент был осуществлен в [6]. В [7] теоретически показано, что суперлинза с диэлектрической $\varepsilon = -1$ и магнитной $\mu = -1$ проницаемостью будет обеспечивать неограниченное сверхразрешение только в идеальном случае. Если же есть сколь угодно малое поглощение в среде, например, $\varepsilon = \mu = -1 + i10^{-5}$, то поверхностные (исчезающие) волны затухают в среде линзы и не дают вклад в изображение. В идеальном случае все исчезающие волны от источника (объекта) доходят до изображения в ближней зоне. В этом случае разрешение объекта не будет ограничено. В [7] показано, что для идеальной суперлинзы фокусное расстояние f пропорционально разрешению Δ (или диаметру двумерного фокусного пятна): $f \approx \Delta$, если $0 < f < 0,3\lambda$, и $\Delta = \lambda/2$ (по полуспаду), если $f > \lambda$. Немного ранее в [8] было получено аналитическое решение задачи о 2D суперлинзе.

Чтобы оптически разрешить изображение со сверхразрешением в ближней зоне, необходимо формирование суперлинзой увеличенного изображения. Так, в [9] была предложена цилиндрическая суперлинза ($n = -1$) с сечением в виде кольца. Тогда если источник (объект) находится внутри кольцевой цилиндрической суперлинзы, то снаружи такой линзы сформируется изображение вблизи поверхности линзы с увеличением в $(b/a)^2$ раз, где b и a - радиусы внешнего и внутреннего кругов в сечении цилиндрической линзы.

Известны различные типы суперлинз в видимом и ближнем ИК диапазонах, реализованных на практике [10-16]. В [10,11] теоретически предсказана и потом реализована суперлинза, отрицательная рефракция которой связана с возбуждением плазмонных мод в решетке из двойных золотых наностержней. В [11] экспериментально было показано, что решетка с периодом 640 нм из двойных наностержней (верхний слой стержней имел размеры 220x780 нм, а нижний слой - 120x670 нм, толщина обоих слоев - 50 нм) проявляет негативную рефракцию (измеренная реальная часть эффективного показателя преломления такой среды была равна -0,3) для длины волны 1,55 мкм (200 ТГц). В [12] было экспериментально показано, что фотонный кристалл (ФК) на основе GaAs обладает отрицательной рефракцией ($n < 0$) в ближнем ИК диапазоне. В [13-15] теорети-

чески показано, что многослойный цилиндр с кольцевым сечением, состоящий из тонких слоев диэлектрика и металла, так, чтобы была реализована анизотропная гиперболическая среда ($\varepsilon_\theta > 0$, $\varepsilon_r < 0$, составляющие тензора диэлектрической проницаемости в полярной системе координат):

$$-\frac{k_\theta^2}{|\varepsilon_r|} + \frac{k_r^2}{\varepsilon_\theta} = \frac{\omega^2}{c^2}, \tag{5}$$

где k_θ и k_r - соответствующие проекции волнового вектора, ω - циклическая частота электромагнитного поля и c - скорость света, будет представлять собой гиперлинзу. Если объект расположить внутри такой гиперлинзы, то снаружи вблизи поверхности сформируется изображение объекта со сверхразрешением и с увеличением. То есть детали объекта, меньшие длины волны, в изображении на внешней поверхности цилиндра будут больше длины волны, и их можно будет разрешить обычной оптикой. В [16] была реализована такая гиперлинза. Полуцилиндр с кольцевым вырезом на подложке из кварца был реализован с помощью чередующихся слоев серебра (толщиной 35 нм) и диэлектрика Al_2O_3 (толщиной 35 нм). Такая многослойная структура имеет анизотропную диэлектрическую проницаемость (реальные части составляющих тензора диэлектрической проницаемости, касательные и нормальные к слоям, имеют разные знаки). Объектом служили две амплитудные линии, полученные литографическим способом, имеющие ширину по 35 нм и разделенные расстоянием 150 нм. Объект освещался ультрафиолетовым светом ТЕ-поляризации с длиной волны 365 нм. С помощью обычной линзы было получено увеличенное изображение этих двух линий, разделенных расстоянием 350 нм (линза могла разрешить расстояние, равное $\lambda/\text{NA} = 260$ нм, NA - числовая апертура линзы).

В [17] теоретически рассмотрены исчезающие световые поля, которые в ближнем поле могут формировать фокусное пятно с диаметром много меньше длины волны. Например, для поля с электрическим вектором

$$E_x(y, z = 0) = L^2 (y^2 + L^2)^{-1} \exp\{iqy\}, |q| \gg k, \tag{6}$$

где $q = 1000k$, k - волновое число, $L = 2,5l$, $l = 2\pi/q$, фокус будет находиться на оси в точке ($y = 0$, $z = L$) и будет иметь диаметр равный $l = \lambda/1000$. Конечно, такая модуляция электромагнитного поля не может быть связана с распространяющимся излучением, а скорее связана с электростатическими эффектами вблизи поверхности раздела сред. В [18] численно показано, что гиперболическую линзу, формирующую в ближнем поле субволновое увеличенное изображение, можно реализовать не только в виде цилиндрической линзы, но и в виде плоскопараллельного слоя. Так, моделирование показало, что слой анизотропного вещества ($\varepsilon_x = 0,01 - i0,01$, $\varepsilon_z = -100$) толщиной 400 нм разрешает две щели шири-

ной по 3 нм (вытянутые вдоль оси y) в металлическом экране ($\varepsilon = 1 - i10^4$), разделенные расстоянием 23 нм, если осветить их светом с ТМ-поляризацией и с длиной волны 700 нм.

1.4. Фокусировка света с помощью фотонных кристаллов

Известны работы, в которых фокусировка света осуществляется с помощью двумерных фотонных кристаллов [19-22]. В [19] с помощью 4-х слойного (четыре ряда отверстий) 2D ФК (период отверстий $a = 0,27\lambda$) с отрицательной рефракцией, состоящего из крестообразных отверстий (длина линий креста равна $0,5a$) в кремнии ($\varepsilon = 12 + i 0,01$), моделировалась фокусировка гауссового пучка с шириной перетяжки $\text{FWHM} = 3,2\lambda$. Показано, что внутри ФК формируется фокусное пятно с диаметром по полуспаду интенсивности $\text{FWHM} = 0,25\lambda$. В [20] моделировался аналогичный 2D ФК с треугольной сеткой круглых отверстий с периодом $a = 0,305\lambda$ и радиусом (отверстий) $r = 0,4a$ в диэлектрике $\varepsilon = 12,96$. Показано, что для ТЕ-поляризации такой ФК обладает отрицательной рефракцией ($n = -1$) и диаметр фокусного пятна равен $\text{FWHM} = 0,4\lambda$. В [21] моделировались фокусирующие свойства 2D ФК с отрицательной рефракцией, состоящего из решетки наностержней магнитного и диэлектрического веществ. В пластине ФК был сделан вырез полукругом радиуса R , чтобы фокусировка микроволнового излучения с длиной волны 2,3 см была не внутри ФК, а во внешней области на фокусном расстоянии $f = R/(1-n)$. В [22] экспериментально продемонстрирована фокусировка света с помощью ФК-суперлинзы в диапазоне длин волн от 1,26 мкм до 1,42 мкм. 2D ФК с решеткой отверстий с периодом $a = 0,31\lambda$ и эффективным показателем преломления $n = 2,963$ (кремний на изоляторе) фокусировал слабо-расходящийся гауссовый пучок внутри ФК в фокусное пятно диаметром $\text{FWHM} = 1,4\lambda$.

Если периодически расположенные отверстия ФК реализовывать с разным размером (диаметром), то такие ФК называются градиентными. 2D ФК-линзы на основе градиентных ФК фокусируют свет за поверхностью ФК [23, 24]. Так, в [23] с помощью 2D FDTD-метода моделировалась ФК-линза из $N \times M = 25 \times 8$ отверстий в кремнии с периодом a для длины волны $\lambda = 3,6a = 1,55$ мкм. Радиусы отверстий варьировались от $r = 0,27a$ до $r = 0,39a$. Минимальное фокусное пятно было равно $\text{FWHM} = 1,94a = 0,54\lambda$. Это больше дифракционного предела. Фокусное расстояние такой ФК-линзы равно $f = 28,6a$, числовая апертура $\text{NA} = 1,4$. В [24] моделировалась аналогичная линза с треугольной решеткой отверстий в кремнии ($n = 3,46$). Радиусы отверстий увеличивались от центра линзы к периферии по закону $r(x) = x^{1,4}$ и менялись от $r = 0,25a$ до $r = 0,40a$. При этом минимальное фокусное пятно было получено на расстоянии $f = 10a$ от линзы (при освещении ее гауссовым пучком с диаметром $26a$, где $a = 0,26\lambda$). Диаметр фокусного пятна был равен $\text{FWHM} = 4,9a = 1,27\lambda$.

1.5. Формирование радиально-поляризованного лазерного света

В данной работе мы будем анализировать острую фокусировку радиально-поляризованного лазерного света с помощью микрооптики. Поэтому необходимо кратко рассмотреть вопрос о способах формирования лазерных пучков с радиальной поляризацией. Почему используется именно радиальная поляризация? Потому, что линейная и эллиптическая (и круговая) поляризации при острой фокусировке нарушают радиальную симметрию пучка: фокусное пятно получается эллиптическим и, кроме того, продольная составляющая электрического вектора в области фокусировки небольшая по сравнению с поперечными составляющими. При остальных типах поляризации – азимутальной и радиальной – формируются пучки света с кольцевым сечением, которые в области фокуса либо остаются кольцевыми (азимутальная поляризация), либо преобразуются в круглые фокусные пятна (радиальная поляризация). Кроме того, у азимутальной поляризации нет продольной составляющей даже в области острого фокуса, а для радиальной поляризации в области фокуса продольная составляющая электрического вектора может быть гораздо больше, чем поперечная. Именно продольная составляющая электрического вектора электромагнитной волны ответственна за острый фокус для пучка с радиальной поляризацией.

Известны работы по формированию лазерных пучков с радиальной поляризацией с помощью видоизменения резонаторов лазеров [25-28] или с помощью субволновых оптических элементов [29-31]. В [25] в резонатор неодимового лазера была введена коническая призма из кварца SiO_2 (аксикон диаметром 12 мм), которая вырезана под углом Брюстера (полный угол при вершине аксикона равен 68,4 градусов). Такой лазер формировал кольцевой пучок с радиальной поляризацией и длиной волны 1,06 мкм. Было экспериментально подтверждено, что этот пучок является R-TEM₀₁ модой, и он сохраняет свою кольцевую структуру при распространении. Радиальная составляющая такого пучка описывается функцией:

$$\vec{E}_r(r) = \vec{e}_r \left(\frac{r}{w} \right) \exp \left\{ \frac{-r^2}{w^2} \right\}, \quad (7)$$

где r – радиальная координата в сечении пучка, w – радиус перетяжки гауссового пучка и \vec{e}_r – единичный вектор вдоль радиальной координаты. В [26] рассматривается волоконный лазер с диодной накачкой. Волокно с двойной оболочкой и диаметром сердечника 12,5 мкм, длиной 2 м и с числовой апертурой $\text{NA} = 0,15$ было допировано иобием (Yb). Во внешнем резонаторе лазера была установлена двойная коническая призма (двойной аксикон) диаметром 30 мм с углом при вершине 69,2 градуса. Такой лазер генерировал моду радиально-поляризованного излучения с

длиной волны 1,040 мкм мощностью 6 мВт. В [27], аналогично работе [26], использовался волоконный лазер, но вместо двойной конической призмы во внешний резонатор поместили один конический аксикон с углом Брюстера при вершине (110,8 градусов для SiO₂). Этот лазер также генерировал кольцевую моду с радиальной поляризацией. В [28] была получена генерация кольцевого лазерного пучка с радиальной поляризацией с помощью обычного ниодимового лазера на длине волны 1,064 мкм, но кристалл ниодима был вырезан специальным образом так, чтобы обыкновенный луч не выходил из резонатора лазера, а необыкновенный - усиливался резонатором. В работе [29] радиально-поляризованный лазерный пучок формировался с помощью многослойной субволновой решетки с двулучепреломлением на длине волны 1,55 мкм. Такая решетка создавалась по технологии литографического клонирования, когда на исходную профилированную поверхность решетки напыляют диэлектрические пленки, слой за слоем, так, что они повторяют профиль исходной решетки. Период решетки был 400 нм, а напылялись слои SiO₂ ($n = 1,446$) и SiN ($n = 1,977$). В [30] для формирования лазерного пучка с радиальной поляризацией на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм использовалась субволновая трапециевидная дифракционная решетка с искривленными штрихами на GaAs с периодом 2 мкм. А в [31] была использована аналогичная бинарная субволновая решетка также на GaAs ($n = 3,478$), но уже для длины волны $\lambda = 1,06$ мкм. Диаметр решетки - 1 мм, период штрихов - 240 нм, а глубина канавок - 470 нм [31].

Таким образом, из предыдущего видно, что почти нет работ по фокусировке лазерного излучения в субволновую область вблизи поверхности раздела сред и с преодолением дифракционного предела, которая бы выполнялась с помощью обычной дифракционной или дифракционной микрооптики. В данной работе с помощью R-FDTD метода [32, 33] показано, что с помощью обычного стеклянного микроаксикона, освещенного лазерной модой с радиальной поляризацией R-TEM₀₁, можно в непосредственной близости от поверхности сформировать фокусное пятно с диаметром по полуспаду FWHM=0,39 λ (для бинарного аксикона) и FWHM=0,30 λ (для дифракционного аксикона). Это меньше, чем было достигнуто ранее FWHM=0,40 λ [32, 33], также меньше, чем сообщалось в [20, 22-24], и тем более меньше, чем дифракционный предел FWHM=0,51 λ .

2. Радиально-поляризованная лазерная мода R-TEM₀₁

Экспериментально в [25] показано, что центральное сечение R-TEM₀₁ моды с высокой степенью точности совпадает с модой Эрмита-Гаусса (0,1). Поэтому мы можем аналитически записать распространение такой моды и потом промоделировать ее фокусировку с помощью микрооптики. Мода Эрмита-Гаусса (ЭГ) имеет вид

$$E_{mn}(x, y, z) = \left[\frac{\sigma_0}{\sigma(z)} \right] \exp\{i(m+n+1)\eta(z) - \frac{ik(x^2+y^2)}{2R(z)} - \frac{(x^2+y^2)}{\sigma^2(z)}\} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{\sigma(z)}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{\sigma(z)}\right), \quad (8)$$

где $\eta(z) = \arctg(z/z_0)$, $R(z) = z(1+z_0^2/z^2)$, $\sigma(z) = \sigma_0(1+z^2/z_0^2)^{1/2}$, $z_0 = k(\sigma_0)^2/2$, $H_n(x)$ - многочлен Эрмита, $H_0(x)=1$, $H_1(x)=2x$, $\sigma_0 = w$ - радиус перетяжки гауссового пучка. Лазерная мода (7) с радиальной поляризацией равна сумме двух линейно-поляризованных мод $E_{1,0}$ и $E_{0,1}$, одна из которых поляризована по x , а другая - по y :

$$E_r(x, y, z) = \left[\frac{2\sqrt{2}\sigma_0}{\sigma^2(z)} \right] \exp\{i2\eta(z) - \frac{ik(x^2+y^2)}{2R(z)} - \frac{(x^2+y^2)}{\sigma^2(z)}\} (x\vec{e}_x + y\vec{e}_y), \quad (9)$$

где в последних круглых скобках стоят два единичных вектора по декартовым осям.

Вместо (9), введя обозначение единичного вектора, направленного вдоль радиуса полярной системы координат \vec{e}_r , получим окончательное выражение для вектора напряженности электрического поля радиально-поляризованной лазерной моды R-TEM₀₁

$$\vec{E}_r(x, y, z) = \left[\frac{2\sqrt{2}\sigma_0}{\sigma^2(z)} \right] \times \exp\left\{i2\eta(z) - \frac{ikr^2}{2R(z)} - \frac{r^2}{\sigma^2(z)}\right\} r\vec{e}_r. \quad (10)$$

3. Фокусировка R-TEM₀₁ лазерной моды микроаксиконом

Для острой фокусировки света с преодолением дифракционного предела, как следует из Введения, требуется сформировать фокусное пятно вблизи поверхности раздела сред. Простейший дифракционный оптический элемент, который может фокусировать свет вблизи своей поверхности - это конический аксикон. Ниже показано с помощью строгого решения задачи дифракции на основе R-FDTD-метода, что вблизи вершины микроаксикона с параметрами, близкими к тем, при которых реализуется полное внутреннее отражение, электромагнитная волна в основном распространяется вдоль конической поверхности (под ней и над ней) и формирует острый фокус вблизи вершины аксикона.

При $z=0$ (плоскость перетяжки, где волновой фронт плоский) выражение (10) переходит в выражение (7). На рис.1 показан модуль амплитуды R-TEM₀₁ моды для радиуса перетяжки гауссового пучка $w = 3$ мкм. Из (7) следует, что максимальное значение амплитуды поля имеет место при $r = \frac{w}{\sqrt{2}} = 2,14$ мкм.

При освещении такой модой с длиной волны $\lambda = 1$ мкм конического микроаксикона из стекла (пока-

затель преломления $n = 1,5$) высотой $h = 6$ мкм и радиусом $R = 7$ мкм, радиальное сечение которого показано на рис.2, вблизи вершины аксикона, лежащей на оптической оси, возникает острый максимум интенсивности $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$.

На рис.3а показано осевое (продольное) распределение интенсивности $|E|^2$ внутри и снаружи аксикона (рис.2). На рис.3б показана увеличенная картина: участок распределения интенсивности вблизи вершины аксикона. Вертикальные линии на рис.3 показывают границы аксикона.

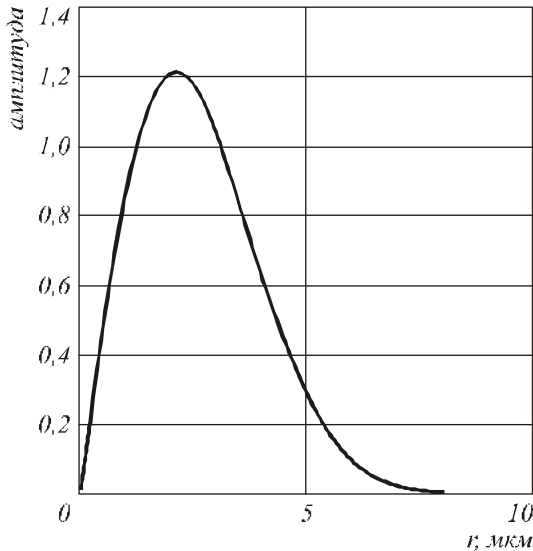


Рис.1. Модуль радиальной составляющей вектора напряженности электрического поля моды R-TEM₀₁

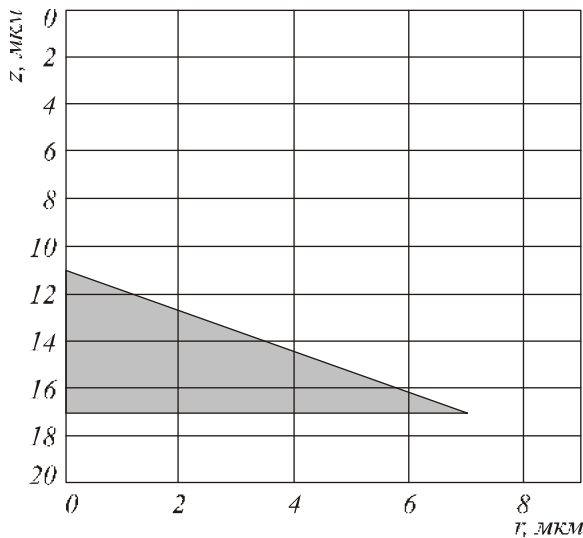


Рис.2. Радиальное сечение конического микроаксикона радиусом $R = 7$ мкм и высотой $h = 6$ мкм

Расчет производился R-FDTD методом [32] с дискретизацией по пространству $\lambda/50$ и по времени $T/100$, где T – период электромагнитных колебаний. Из рис.3б видно, что субволновая фокусировка света происходит на расстоянии 0,02 мкм от поверхности аксикона и осевая (продольная) ширина фокуса по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM}_z = 0,12\lambda$.

На рис.4 показано радиальное распределение интенсивности $|E_z|^2$ (кривая 3), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1) в плоскости фокуса на расстоянии 20 нм от вершины аксикона (рис.3).

Максимальное значение интенсивности $|E_z|^2$ в фокусе (рис.4) около 50 произвольных единиц (аксикон освещается волной с максимальным значением амплитуды 1,2 произвольных единиц, рис.1). То есть в фокусе интенсивность света возросла в 50 раз по сравнению с интенсивностью освещающего поля.

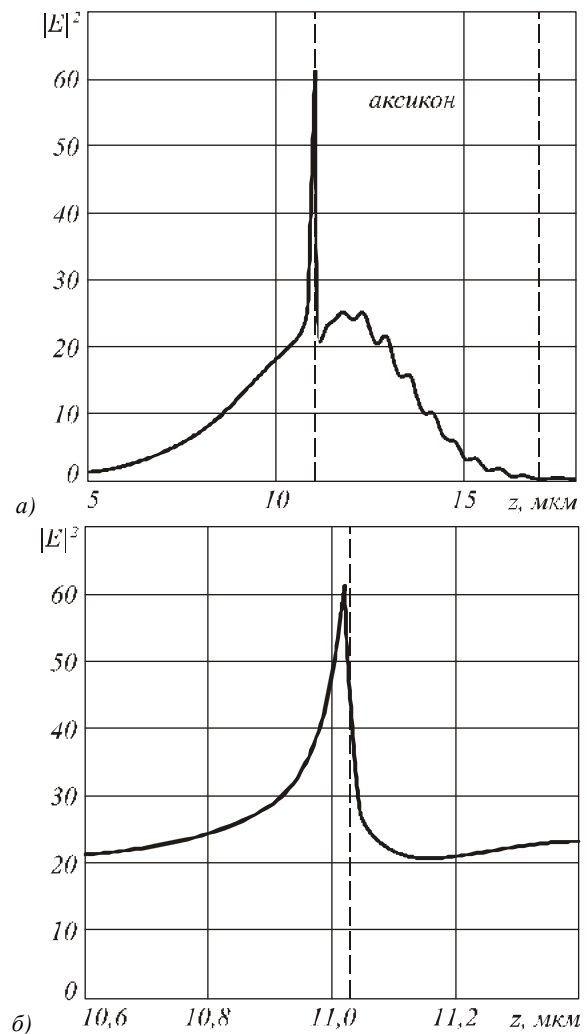


Рис.3. Распределение интенсивности $|E|^2$

вдоль оптической оси при фокусировке R-TEM₀₁ моды микроаксиконом (а); в увеличенном масштабе (б)

Диаметр фокусного пятна (рис.4) по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM} = 0,30\lambda$, а площадь фокусного пятна по полуспаду интенсивности равна $\text{HMA} = 0,071\lambda^2$. Для сравнения отметим, что этот диаметр в 1,7 раз меньше, чем диаметр дифракционного пятна Эйри ($\text{FWHM} = 0,51\lambda$), а площадь в 2,87 раз меньше, чем площадь дифракционного пятна Эйри ($\text{HMA} = 0,204\lambda^2$).

Теоретически оценить размер фокусного пятна вблизи вершины аксикона (рис.4) можно с помощью следующих рассуждений. Излучение падает на конусную поверхность аксикона почти под углом полного внутреннего отражения:

$$\sin \theta = 1/n = 0,67 \geq \sin \theta' = h^2 / (R^2 + h^2) = 0,65,$$

где θ – угол полного внутреннего отражения, а θ' – угол падения света на конусную поверхность аксикона. При этом поверхностная волна распространяется по конической поверхности аксикона к его вершине, и вблизи самой вершины внутри и снаружи (рис.3б) сформируется фокус, амплитуду которого можно описать функцией Бесселя нулевого порядка $J_0(krn \cos \theta')$.

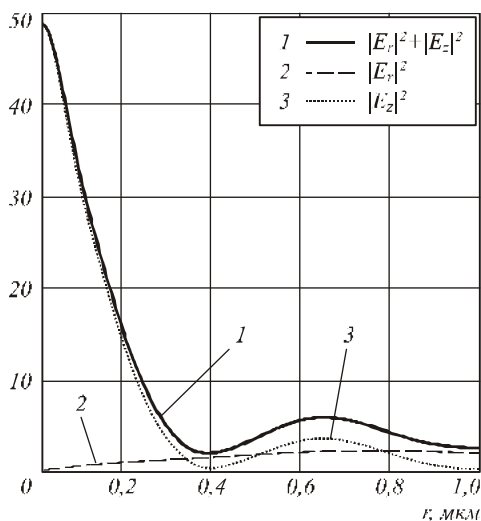


Рис.4. Радиальные распределения интенсивности $|E_z|^2$

(кривая 3), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1) в плоскости фокуса на расстоянии 20 нм от вершины аксикона (рис.3)

Так как $J_0^2(1,1) \approx 0,5$,

$$\text{то } krn \cos \theta' = \frac{2\pi rnR}{\sqrt{R^2 + h^2}} = 0,35\pi,$$

откуда следует, что диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности оценивается величиной

$$FWHM = 2r = \frac{0,35\sqrt{R^2 + h^2}}{nR} \lambda \approx 0,31\lambda. \tag{11}$$

Это значение близко к величине, следующей из рис.4: $FWHM=0,30\lambda$.

Аналогично рассуждая, можно оценить минимальный диаметр субволнового фокусного пятна, которое можно сформировать с помощью поверхностной волны вблизи поверхности рефракционного оптического элемента с показателем преломления n :

$$FWTM_{\min} \approx \frac{\lambda}{3n}. \tag{12}$$

Это меньше, чем предел разрешения Аббе в среде, равный $\lambda/2n$ [34]. Оценить диаметр минимально-

го фокусного пятна можно также с помощью субволнового гауссового пучка. Фурье-спектр гауссового пучка с амплитудой

$$E(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{w^2}\right) \tag{13}$$

и радиусом перетяжки $w = \frac{\lambda}{m}$, $m > 1$, также будет гауссовым пучком:

$$E(\xi) = \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{x^2}{w^2}\right\} \times \exp\{ik\xi x\} dx = \frac{kw}{2\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right\} \tag{14}$$

с радиусом перетяжки $\xi_0 = \frac{2}{kw} = \frac{m}{\pi}$. Если $m > \pi$, то

$\xi_0 > 1$ и значит, разрешить такой гауссовый пучок можно с использованием поверхностных волн, которые быстро затухают в субволновой области вблизи перетяжки гауссового пучка. Если $m < \pi$, то $\xi_0 < 1$ и разрешить такой гауссовый пучок можно без поверхностных волн с помощью обычной рефракционной оптики. Поэтому минимальное фокусное пятно гауссового типа, которое можно сформировать в однородной среде с показателем преломления, должно иметь радиус перетяжки равный

$$w = \frac{\lambda}{\pi n}. \tag{15}$$

То, что в получившемся фокусе (рис.3 и рис.4) поперечный размер ($FWHM=0,30\lambda$) больше, чем продольный размер ($FWHM=0,12\lambda$), подтверждает, что волна в основном распространялась не вдоль оси z , а вдоль конической поверхности (внутри и снаружи ее) аксикона под углом $\arctg(R/h) = \arctg(1,2) > \pi/4$ к оптической оси. То, что почти все падающее на аксикон излучение участвует в формировании фокусного пятна, следует из сравнения максимальной интенсивности в фокусе $|E|^2 \approx 50$ в произвольных единицах (рис.4) с отношением энергии падающего пучка к квадрату длины волны:

$$W_0 / \lambda^2 = \left(\frac{2\sqrt{2}}{w\lambda}\right) \iint r^2 \exp\left\{-2\frac{r^2}{w^2}\right\} r dr d\phi = 2\pi \left(\frac{w}{\lambda}\right)^2 \approx 56,5. \tag{16}$$

4. Фокусировка R-TEM₀₁ моды бинарным аксиконном

Бинарный аксикон более технологичен при изготовлении, чем конический аксикон, рассмотренный в предыдущем разделе. Бинарный аксикон может быть изготовлен по технологии фотолитографии с помощью одной бинарной амплитудной маски в виде концентрических темных и светлых колец одинаковой толщины. На рис.5 показано радиальное сечение бинарного микроаксикона, соответствующего коническому аксикону (рис.2).

Аксикон (рис. 5) имеет высоту ступенек $H = \lambda / 2(n-1) \approx 633$ нм для длины волны $\lambda=633$ нм и показателя преломления $n = 1,5$, ширина ступеньки $d = 0,74$ мкм равна ширине «ямки» $D-d=0,74$ мкм, а период бинарного аксикона равен $D=2d= 1,48$ мкм. Общая высота аксикона (вдоль оси z) равна $2H = 1,266$ мкм. Радиус аксикона равен трем периодам $R = 3D = 4,44$ мкм. В этом разделе приведены результаты моделирования острой фокусировки лазерной моды R-TEM₀₁ с помощью бинарного аксикона (рис.5). На рис. 6 показано распределение амплитуды моды R-TEM₀₁ с радиусом перетяжки $w=1,9$ мкм. Максимальное значение амплитуды находится при $r = 1,36$ мкм.

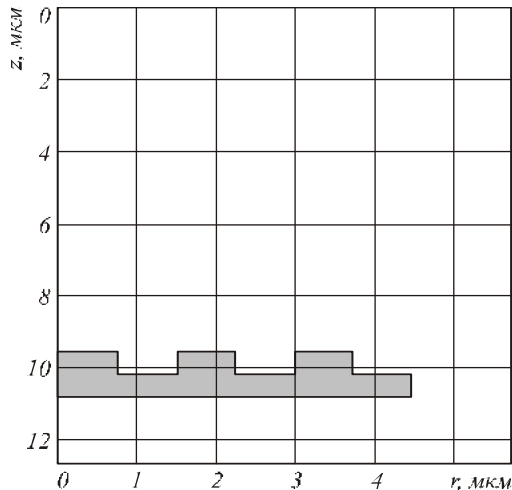


Рис. 5. Радиальное сечение бинарного аксикона и его расположение в окне, в котором производится расчет

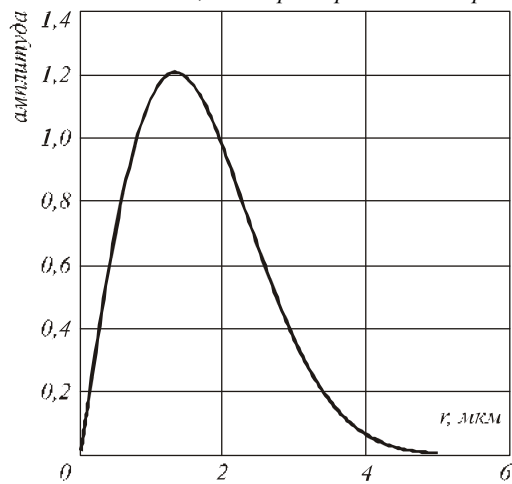


Рис. 6. Радиальное распределение амплитуды R-TEM₀₁ моды при $z = 0$ и $w = 1,9$ мкм

В Таблице 1 приведены данные по зависимости фокусного расстояния аксикона (f) и диаметра фокусного пятна по полуспаду интенсивности (FWHM) от длины волны освещающего аксикон излучения (λ).

Из Таблицы видно, что хроматическая дисперсия бинарного микроаксикона такая же (по знаку), как и у обычной дифракционной решетки: более длинные волны дифрагируют под большим углом к оптической оси. Поэтому из Таблицы следует, что с ростом длины волны λ в пределах от 0,600 мкм до 0,850 мкм

фокусное пятно формируется все ближе к вершине аксикона, и его диаметр (в длинах волн) уменьшается. Минимальный диаметр фокусного пятна был равен $\text{FWHM}=0,39\lambda$ и формировался в непосредственной близости от вершины аксикона ($f = 0,08$ мкм). На рис. 7 показано распределение интенсивности $|E|^2$ вдоль оптической оси (а) и радиальные распределения интенсивности $|E_z|^2$ (кривая 3), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1) в плоскости фокуса (б) для длины волны 850 нм.

Таблица 1. Зависимость диаметра фокусного пятна по полуспаду интенсивности (FWHM) и фокусного расстояния (f) от длины волны (λ)

λ , мкм	FWHM, λ	f , мкм
0,600	0,69	0,64
0,630	0,56	0,53
0,700	0,45	0,19
0,750	0,46	0,19
0,850	0,39	0,08

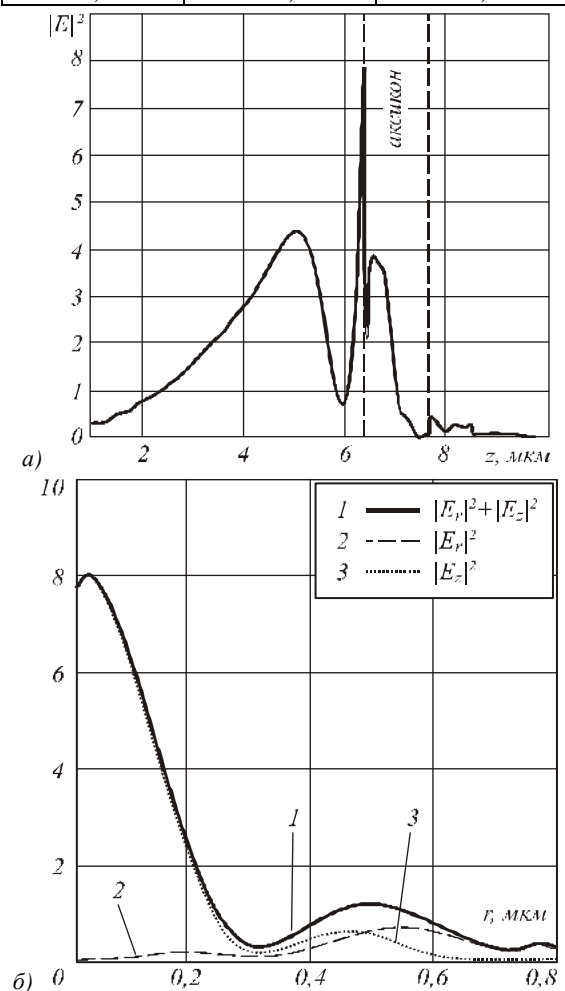


Рис. 7. Распределение интенсивности $|E|^2$ вдоль оптической оси (а) и радиальные распределения интенсивности $|E_z|^2$ (кривая 3), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1) в плоскости фокуса (б) для длины волны 850 нм

Из рис.7 видно, что вблизи центральной круговой ступеньки бинарного аксикона (рис. 5) формируется острый фокус, максимальная интенсивность в котором в относительных единицах равна 7,5, а диаметр по полуспаду интенсивности равен $FWHM=0,39\lambda$, а площадь по полуспаду интенсивности равна $HMA=0,119\lambda^2$. Это немного меньше, чем было получено в [32], но больше, чем диаметр фокусного пятна, получившегося для конического аксикона в предыдущем разделе. Так как полная энергия лазерного пучка (рис.6) моды R-TEM₀₁ равна (аналогично (16)) $W_0/\lambda^2 \approx 32$, при условии, что $w=1,9\mu\text{м}$, то в формировании фокуса (рис.7) участвует только 25% этой световой энергии. То есть при освещении модой трех периодов бинарного аксикона (рис. 5) в фокусное пятно вблизи поверхности аксикона на оптической оси делают вклад примерно полтора центральных периода. На рис. 8 показаны мгновенные распределения амплитуды E_r (а) и амплитуды E_z (б) при дифракции R-TEM₀₁ моды с длиной волны 850 нм (рис.6) на бинарном аксиконе (рис.5) в вычисляемой области.

Из рис. 8 видно, что каждая ступенька профиля аксикона формирует в основном свой лепесток в картине дифракции: центральная приосевая ступенька формирует основной первый лепесток фокусной картины, вторая кольцевая ступенька аксикона – второй кольцевой лепесток, и третья ступенька – третий лепесток. Таким образом бинарный аксикон проще при изготовлении, но менее эффективен при острой фокусировке, чем конический аксикон, хотя и он (бинарный аксикон) формирует фокусное пятно ($FWHM=0,39\lambda$) меньшее, чем дифракционный предел ($FWHM=0,51\lambda$).

В заключение этого раздела заметим, что сформировать моду R-TEM₀₁ с радиусом перетяжки $w = 3\mu\text{м}$ (рис.1) или $w = 1,9\mu\text{м}$ (рис.6) можно с помощью обычной фокусирующей оптики и моды R-TEM₀₁, выходящей из лазера и имеющей радиус перетяжки несколько миллиметров. Это возможно, так как мода не меняет своей структуры (с точностью до масштаба) при распространении в пространстве и при фокусировке.

Заключение

В работе с помощью моделирования на основе радиального R-FDTD метода [32, 33] показано, что при освещении стеклянного конического микроаксикона с радиусом основания 7 мкм и высотой 6 мкм кольцевой лазерной R-TEM₀₁ модой с радиальной поляризацией и длиной волны $\lambda = 1\mu\text{м}$ в непосредственной близости от вершины конуса на расстоянии 20 нм формируется острый фокус, поперечный диаметр которого по полуспаду интенсивности равен $FWHM=0,30\lambda$, а продольный (осевой) размер фокуса по полуспаду интенсивности равен $FWHM_z=0,12\lambda$. При этом площадь фокусного пятна по полуспаду интенсивности равна $HMA=0,071\lambda^2$.

Для бинарного микроаксикона, полученного процедурой бинаризации из конического микроак-

сикона, упомянутого выше, при тех же условиях освещения поперечный диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности равен $FWHM=0,39\lambda$.

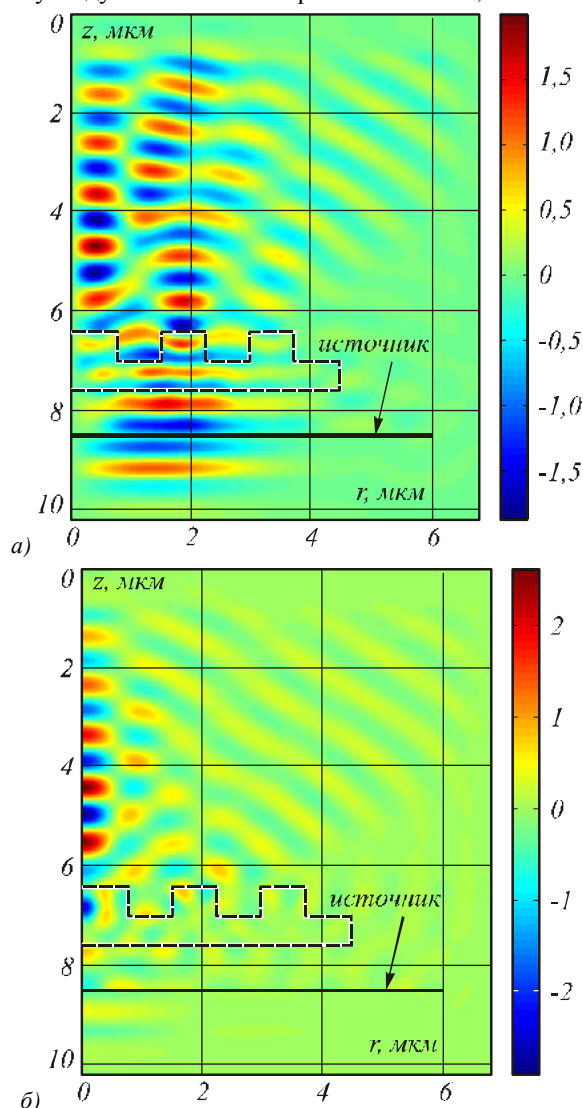


Рис.8. Мгновенные распределения амплитуды E_r (а) и амплитуды E_z (б) при дифракции R-TEM₀₁ моды с длиной волны 850 нм (рис.6) на бинарном аксиконе (рис.5) в вычисляемой области

Для сравнения отметим, что полученное фокусное пятно имеет диаметр в 1,7 раз меньший, чем диаметр минимального дифракционного пятна Эйри ($FWHM=0,51\lambda$), а площадь в 2,87 раз меньше, чем площадь пятна Эйри ($HMA=0,204\lambda^2$). Полученное фокусное пятно меньше, чем ранее сообщалось в работах [20, 22-24, 32, 33].

Благодарности

Работа поддержана российско-американской программой «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), Российским фондом фундаментальных исследований (грант 08-07-9907, 09-07-00007, 09-07-00145) и грантом Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3086.2008.9).

Литература

1. **Veselago, V.G.** Superlens as matching device / V.G. Veselago // <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0501438v1> (19 Jan 2005).
2. **Novotny, L.** Principles of nano-Optics / L. Novotny, B. Hecht – Cambridge Univ. Press., 2006.
3. **Pendry, J.B.** Negative refraction makes a perfect lens / J.B. Pendry // *Phys. Rev. Lett.* 2000. – Vol.85. – P.3966-3969
4. **Blaikie, R.G.** Imaging through planar silver lenses in the optical near field / R.G. Blaikie, D.O.S. Melville // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2005 – Vol.7. – P.176-183.
5. **Melville, D.O.S.** Super-resolution imaging through a planar silver layer / D.O.S. Melville, R.J. Blaikie // *Opt. Express.* -2005. – Vol.13, -№6. – P.2127-2134.
6. **Fang, N.** Sub-diffraction limited optical imaging with a silver superlens/ N. Fang [and other] // *Science*, -2005. – Vol.308. – P.534-537.
7. **Podolskiy, V.A.** Near-sighted superlens/ V.A. Podolskiy, E.E. Narimanov // *Opt. Lett.* -2005. – Vol.30, -№1. – P.75-77.
8. **Merlin, R.** Analytical solution of the almost-perfect-lens problem/ R. Merlin // *Appl. Phys. Lett.* -2004 – Vol.84. – P.1290-1292.
9. **Pendry, J.B.** Perfect cylindrical lenses/ J.B. Pendry // *Opt. Express.* -2003. – Vol.11, -№7. – P.755-760.
10. **Podolskiy, V.A.** Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites/ V.A. Podolskiy, A.K. Saraychev, V.M. Shalaev // *Opt. Express.* -2003. – Vol.11, -№7. – P.735-745.
11. **Shalaev, V.M.** Negative index of refraction in optical metamaterials / V.M. Shalaev [and other]// *Opt. Lett.* -2005. – Vol.30, -№24. – P.3356-3358.
12. **Berrier, A.** Negative refraction at infrared wavelength in a two-dimensional photonic crystal / A.Berrier [and other] // *Phys. Rev. Lett.* -2004. – Vol.93. – P.073902.
13. **Govyadinov, A.A.** Meta-material photonic funnels for sub-diffraction light compression and propagation / A.A. Govyadinov, V.A. Podolskiy // *Phys. Rev. B* 2003. – Vol.73, №15. – p.155108.
14. **Wangberg, R.** Non-magnetic nano-composites for optical and infrared negative refraction index media / R. Wangberg [and other]// *J. Opt. Soc. Am. B.* - 2006. – Vol.23, -№3. – P.498-505.
15. **Zabin, J.** Optical hyperlens: far-field imaging beyond the diffraction limit / J. Zabin, L.A. Alekseyev, E.E. Narimanov // *Opt. Express.* -2006. – Vol.14, -№18. – P.8247-8256.
16. **Lin, Z.** Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited / Z. Lin [and other] // *Science.* -2007. – Vol.315. – P.1686-1688.
17. **Merlin, R.** Radiationless electromagnetic interference: evanescent-field lenses and perfect focusing / R. Merlin // *Science.* -2007. – Vol.317. – P.927-929.
18. **Lin, H.** Subwavelength imaging opportunities with planar uniaxial anisotropic lenses / H. Lin, Shivanand, K.J. Webb // *Opt. Lett.* -2008. – Vol.33, -№21. -P.2568-2570.
19. **Husakou, A.** Superfocusing of light below the diffraction limit by photonic crystal with negative refraction / A. Husakou, J. Herrmann // *Opt. Express.* -2004. – Vol.12. – P.6491-6497.
20. **Wang, X.** Unrestricted superlensing in a triangular two-dimensional photonic crystal / X. Wang, Z.F. Ren, K. Kempa // *Opt. Express.* -2004. – Vol.12, -№13. – P.2919-2924.
21. **Yang, S.** Focusing concave lens using photonic crystals with magnetic materials / S. Yang, C. Hong, H. Yang // *J. Opt. Soc. Am. A.* -2006. – Vol.23, -№4. – P.956-959.
22. **Matsumoto, T.** Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate / T. Matsumoto, K. Eom, T. Baba // *Opt. Lett.* -2006. – Vol.31, -№18. – P.2786-2788.
23. **Chien, H.** Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii / H. Chien, C. Chen // *Opt. Express.* -2006. – Vol.14, -№22. – P.10759-10764.
24. **Wu, Q.** Graded negative index lens by photonic crystal / Q. Wu, J.M. Gibbons, W. Park // *Opt. Express.* -2008. – Vol.16, -№21. – P.16941-16949.
25. **Kozawa, Y.** Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism / Y. Kozawa, S. Sato // *Opt. Lett.* -2005. – Vol.30, -№22. – P.3063-3065.
26. **Li, J.** Generation of radially polarized mode in Yb fiber laser by using a dual conical prism / J. Li [and other]// *Opt. Lett.* -2006. – Vol.31, -№20. – P.2969-2971.
27. **Li, J.** Converging-axicon-based radially polarized ytterbium fiber laser and evidence on the mode profile inside the gain filter / J. Li [and other] // *Opt. Lett.* -2007. – Vol.32, -№11. – P.1360-1362.
28. **Yonezawa, K.** Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO₄ crystal / K. Yonezawa, Y.Kozawa, S. Sato // *Opt. Lett.* -2006. – Vol.31, -№14. – P.2151-2153.
29. **Mehta, A.** Spatially polarizing autocloned elements / A. Mehta [and other] // *Opt. Lett.* -2007. – Vol.32, -№13. – P.1935-1937.
30. **Levy, V.** Engineering space-variant inhomogeneous media for polarization control / V. Levy [and other]// *Opt. Lett.* -2004. – Vol.29, -№15. – P.1718-1720.
31. **Lerman, G.M.** Generation of a radially polarized light beam using space-variant subwavelength gratings at 1064 nm / G.M. Lerman, V. Lory // *Opt. Lett.* -2008. – Vol.33, -№23. – P.2782-2784.
32. **Котляр, В.В.** Острая фокусировка света радиальной поляризации с помощью микролинз / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, С.С. Стафеев // *Компьютерная оптика.* -2008. – Т.32, -№ 2. – С.155-167.
33. **Kotlyar, V.V.** Sharp focus area of radially-polarized Gaussian beam by propagation through an axicon / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeyev // *Prog. In Electr. Res. C.* -2008. – Vol.5. – P.35-43.
34. **Борн, М.** Основы оптики. / М.Борн, Э.Вольф. – М.: Наука, -1973.

В редакцию поступила 02.03.2009г.

MODELING SHARP FOCUS RADIALLY-POLARIZED LASER MODE WITH CONICAL AND BINARY MICROAXICONS

Victor Victorovich Kotlyar^{1,2} (head of laboratory, e-mail: kotlyar@smr.ru),

Sergey Sergeevich Stafeev² (student, e-mail: sergej_ss_2004@mail.ru)

¹ Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of science,

² S.P. Korolyov Samara State Aerospace University

Abstract

With modeling based on radial R-FDTD method is shown that lighting of radially-polarized laser R-TEM₀₁ mode with wave length $\lambda = 1 \mu\text{m}$ by conical microaxicon with base radius $7 \mu\text{m}$ and height $6 \mu\text{m}$ configure sharp focus immediately beyond the vertex of the cone. The transverse focal spot diameter is $\text{FWHM}=0.30\lambda$, and longitudinal focal spot length is $\text{FWHM}_z=0.12\lambda$. The focal spot size is $\text{HMA}=0.071\lambda^2$. By comparison, the focal spot diameter is less than the focal spot diameter for the Airy disk in 1.7 times ($\text{FWHM}=0.51\lambda$), the focal spot size is less than the focal spot size for the Airy disk in 2.87 times ($\text{HMA}=0.204\lambda^2$).

Key words: radially polarized light, sharp focusing of light, radially polarized R-TEM₀₁ mode, minimal focal spot area, conical microaxicon, binary axicon.

Citation: Kotlyar VV, Stafeev SS. Modeling sharp focus radially-polarized laser mode with conical and binary microaxicons. *Computer Optics* 2009; 33(1): 52-60.

Acknowledgements: The work was supported by the Russian-American program "Basic Research and Higher Education" (grant CRDF PG08-014-1), the Russian Foundation for Basic Research, (grant 08-07-9907, 09-07-00007, 09-07-00145) and grant of the President of the Russian Federation for support of leading scientific-governmental schools (NSH-3086.2008.9).

References

- [1] Veselago VG. Superlens as matching device. Source: [<http://arxiv.org/abs/cond-mat/0501438v1>].
- [2] Novotny L, Hecht B. Principles of nano-optics. Cambridge Univ Press, 2006.
- [3] Pendry JB. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys Rev Lett* 2000; 85: 3966-9.
- [4] Blaikie RJ, Melville DOS. Imaging through planar silver lenses in the optical near field. *J Opt A: Pure Appl Opt* 2005; 7(2): S176-83.
- [5] Melville DOS, Blaikie RJ. Super-resolution imaging through a planar silver layer. *Opt Express* 2005; 13(6): 2127-34.
- [6] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science* 2005; 308(5721): 534-7.
- [7] Podolskiy VA, Narimanov EE. Near-sighted superlens. *Opt Lett* 2005; 30(1): 75-7.
- [8] Merlin R. Analytical solution of the almost-perfect-lens problem. *Appl Phys Lett* 2004; 84: 1290-2.
- [9] Pendry JB. Perfect cylindrical lenses. *Opt Express* 2003; 11(7): 755-60.
- [10] Podolskiy VA, Sarychev AK, Shalaev VM. Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites. *Opt Express* 2003; 11(7): 735-45.
- [11] Shalaev VM, Cai W, Chettiar UK, Yuan H-K, Sarychev AK, Drachev VP, Kildishev AV. Negative index of refraction in optical metamaterials. *Opt Lett* 2005; 30(24): 3356-8.
- [12] Berrier A, Mulot M, Swillo M, Qiu M, Thylén L, Talneau A, Anand S. Negative refraction at infrared wavelength in a two-dimensional photonic crystal. *Phys Rev Lett* 2004; 93: 073902.
- [13] Govyadinov AA, Podolskiy VA. Metamaterial photonic funnels for subdiffraction light compression and propagation. *Phys Rev B* 2006; 73: 155108.
- [14] Wangberg R, Elser J, Narimanov EE, Podolskiy VA. Nonmagnetic nanocomposites for optical and infrared negative-refractive-index media. *J Opt Soc Am B* 2006; 23(3): 498-505.
- [15] Zubin J, Alekseyev LV, Narimanov E. Optical hyperlens: far-field imaging beyond the diffraction limit. *Opt Express* 2006; 14(18): 8247-56.
- [16] Lin Z, Lee H, Xiong Y, Sun C, Zhang X. Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects. *Science* 2007; 315: 1686-8.
- [17] Merlin R. Radiationless electromagnetic interference: evanescent-field lenses and perfect focusing. *Science* 2007; 317(5840): 927-9.
- [18] Liu H, Shivanand, Webb KJ. Subwavelength imaging opportunities with planar uniaxial anisotropic lenses. *Opt Lett* 2008; 33(21): 2568-70.
- [19] Husakou A, Herrmann J. Superfocusing of light below the diffraction limit by photonic crystals with negative refraction. *Opt Express* 2004; 12(26): 6491-7.
- [20] Wang X, Ren ZF, Kempa K. Unrestricted superlensing in a triangular two dimensional photonic crystal. *Opt Express* 2004; 12(13): 2919-24.
- [21] Yang SY, Hong CY, Yang HC. Focusing concave lens using photonic crystals with magnetic materials. *J Opt Soc Am A* 2006; 23(4): 956-9.
- [22] Matsumoto T, Eom K-S, Baba T. Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate. *Opt Lett* 2006; 31(18): 2786-8.
- [23] Chien HT, Chen CC. Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii. *Opt Express* 2006; 14(22): 10759-64.
- [24] Wu Q, Gibbons JM, Park W. Graded negative index lens by photonic crystal. *Opt Express* 2008; 16(21): 16941-9.

-
- [25] Kozawa Y, Sato S. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism. *Opt Lett* 2005; 30(22): 3063-5.
- [26] Li JL, Ueda K, Musha M, Shirakawa A, Zhong LX. Generation of radially polarized mode in Yb fiber laser by using a dual conical prism. *Opt Lett* 2006; 31(20): 2969-71.
- [27] Li J, Ueda K, Musha M, Shirakawa A, Zhang Z. Converging-axicon-based radially polarized ytterbium fiber laser and evidence on the mode profile inside the gain filter. *Opt Lett* 2007; 32(11): 1360-2.
- [28] Yonezawa K, Kozawa Y, Sato S. Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO₄ crystal. *Opt Lett* 2006; 31(14): 2151-3.
- [29] Mehta A, Brown JD, Srinivasan P, Rumpf RC, Johnson EG. Spatially polarizing autocloned elements. *Opt Lett* 2007; 32(13): 1935-7.
- [30] Levy V, Tsai C-H, Pang L, Fainman Y. Engineering space-variant inhomogeneous media for polarization control. *Opt Lett* 2004; 29(15): 1718-20.
- [31] Lerman GM, Levy U. Generation of a radially polarized light beam using space-variant subwavelength gratings at 1064 nm. *Opt Lett* 2008; 33(23): 2782-4.
- [32] Kotlyar VV, Kovalev AA, Stafeev SS. Sharp focusing of radially polarized light using microlenses [In Russian]. *Computer Optics* 2008; 32(2): 155-67.
- [33] Kotlyar VV, Kovalev AA, Stafeev SS. Sharp focus area of radially-polarized Gaussian beam propagation through an axicon. *Prog In Electr Res C* 2008; 5: 35-43.
- [34] Born M, Wolf E. *Principles of Optics*. Pergamon Press; 1973.